



TITLE:

液晶における非線形励起:カルマンの渦列構造(II.物性,ソリトン系のダイナミクスとそれに関するカオスの問題,基研長期研究会報告)

AUTHOR(S):

山下, 護

---

CITATION:

山下, 護. 液晶における非線形励起:カルマンの渦列構造(II.物性,ソリトン系のダイナミクスとそれに関するカオスの問題,基研長期研究会報告). 物性研究 1984, 42(3): 434-437

ISSUE DATE:

1984-06-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/91379>

RIGHT:

1515 (1975)

- 3) T. Schneider and E. Stoll, Phys. Rev. **B23**, 4631 (1981)
- 4) Y. Wada and J. R. Schrieffer, Phys. Rev. **B18**, 3897 (1978)
- 5) H. Ishiuchi and Y. Wada, Prog. Theor. Phys. Suppl. **69**, 242 (1980)
- 6) M. Nechtschein, F. Devreux, F. Genoud, M. Guglielmi and K. Holczer, Phys. Rev. **B27**, 61 (1983)

## 液 晶 に お け る 非 線 形 励 起 — カ ル マ ン の 渦 列 構 造 —

名大・工 山 下 護

1. 液体は自由表面をもちどんな形の容器にもうまく納まるのに対して、液晶は配向の秩序が存在するため、境界面で不整合を起すことがあり、特に薄い試料では境界の影響は大きい。カイラルスメクティックC相(SmC\*)では分子の重心には一次元的秩序が存在し(層構造)、分子の長軸は層の法線に対して傾いており、層の法線方向に進むに従って回転し螺旋構造をなす。<sup>1)</sup> SmC\*の薄い試料では、境界では分子の長軸は表面に平行になり、このため螺旋構造のピッチ $p$ が長くなったり、<sup>2)</sup> 又全く螺旋をなさず長軸は特定の方向を向いてスメクティックC相(SmC)になってしまったりする。<sup>3, 4)</sup> この問題の取扱いにおいて、上述の境界条件の下で自由エネルギーを最小化する解を得ることは仲々困難である。一方、トポロジカルな考察により渦列構造になっていることがわかる。<sup>5)</sup> この事実に基づき渦列モデルを導入するとピッチの変化やSmC\*—SmC転移を説明することができる。<sup>6)</sup> 又類似の取扱いによってネマティック相の電場による不安定化(歪電不安定)をも論ずることができる。<sup>7)</sup>

2. 分子長軸方向の $z$ 軸からの傾きを $\theta$ 、方向角を $\varphi$ 、SmC\*における $\theta$ の平衡値を $\theta_0$ 、 $\eta = \theta / \theta_0$ とし、 $\Theta = \eta e^{i\varphi}$ を用いると、スメクティック相の自由エネルギー密度 $F$ は次のように表わされる。

$$F = \frac{1}{2} (-1 + q_0^2) |\Theta|^2 + \frac{1}{4} |\Theta|^4 + \frac{1}{2} |\nabla \Theta|^2 + i q_0 \Theta^* \frac{\partial \Theta}{\partial z}, \quad (1)$$

ここに、 $\nabla$  は  $x-z$  平面での微分演算子であり、 $x, z, q_0$  は無次元化されている。(1) 式のオイラー＝ラグランジェ方程式は次式となる。

$$\Delta \theta + (1 - q_0^2 - 2i q_0 \frac{\partial}{\partial z} - |\theta|^2) \theta = 0. \quad (2)$$

(2) 式を境界条件,

$$x = \pm d/2 \text{ (} d \text{ は試料の厚さ) で, } \varphi = \pm \pi/2,$$

の下に解くことはむずかしい。そこで秩序パラメーター空間  $\theta$  で何が起っているか調べてみる (図 1)。実空間の各点の状態は円  $c$  内の点で表わされる。中心  $O$  はスメクティック A 相を、 $O$  以外の任意の固定点は SmC を表わす。SmC\* では  $z$  方向に進むにつれて (図 2, 1234) 秩序パラメーター空間の 1 2 3 4 のように円周  $a$  上を動く。境界面上では、 $\varphi = \pm \pi/2$  であるので  $\theta$  は図 1 の点線  $b$  上になければならない。試料の内部では SmC\* の状態になっている。この状態が連続的に境界につながるのは図 2 のようになっている場合であることがわかる。ここに、 $V, V'$  は渦になっており、図に表わされていない反対側の境界面上の反渦と共にカルマンの渦列構造をなしている。

上述の事実に基き、渦対を間隔  $l (= p/2)$  で境界面に置いた渦列モデルを導入し、2次元流体力学と同様な方法で  $\varphi$  を決める。 $\theta$  は (2) 式の実部

$$\Delta \eta + [1 - \{(\partial \varphi / \partial x)^2 + (\partial \varphi / \partial z - q_0)^2\} - \eta^2] \eta = 0, \quad (3)$$

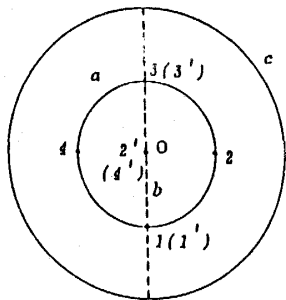


図 1

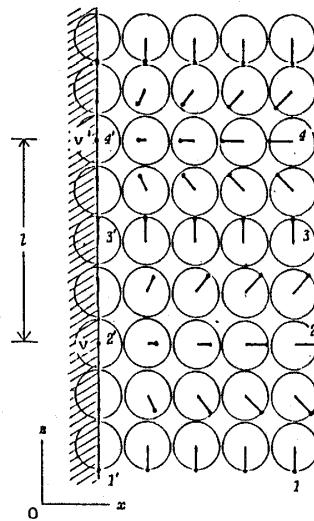


図 2

によって決る。このようにして $\theta$ を決め、渦のエネルギーなどを評価することにより $p$ の変化や $\text{SmC}^*-\text{SmC}$ 転移を論じることができる。<sup>5, 6)</sup>

3. ネマティック相を形成する多くの分子は電気双極子をもっており、歪みが生ずることにより分子の軸が揃い電気分極 $\mathbf{P}$ が現われる。電場 $\mathbf{E}$ を加えると $\mathbf{P}$ と $\mathbf{E}$ との結合のため歪みが生じた方が自由エネルギーが低くなり、ネマティック相に不安定が生ずる。<sup>1, 8)</sup>

ネマティック相での分子長軸方向を $z$ -軸、電場の方向を $x$ -軸とすると、自由エネルギー密度は、

$$F = \frac{K}{2} [(\nabla \theta)^2 + \sin^2 \theta \{(\nabla \varphi)^2 - E_1 \frac{\partial \varphi}{\partial y} - E_2 \cos^2 \varphi\}], \quad (4)$$

で与えられる。 $K$ は弾性定数、 $E_1$ 、 $E_2$ は夫々 $E$ 、 $E^2$ に比列する。 $\theta$ 、 $\varphi$ に対するオイラー＝ラグランジェ方程式は

$$\nabla^2 \theta - \sin \theta \cos \theta \{(\nabla \varphi)^2 - E_1 \frac{\partial \varphi}{\partial y} - E_2 \cos^2 \varphi\} = 0 \quad (5)$$

$$\begin{aligned} & \sin \theta \{ \sin \theta (\nabla^2 \varphi - E_2 \sin \varphi \cos \varphi) \\ & - \cos \theta (2 \nabla \theta \cdot \nabla \varphi + E_1 \frac{\partial \theta}{\partial y}) \} = 0, \end{aligned} \quad (6)$$

となる。(5)、(6)を連立させて解くことは極めて困難であるが、 $\theta = \text{一定}$ の条件下では(6)式はサイン＝ゴードン方程式となり、 $\varphi$ は $\text{sn}$ -関数で表わされ、周期的に変調を受けた状態を表わすことになる。この状態の自由エネルギーはネマティック相のものよりは小さいので、歪電不安定が生ずることがわかる。<sup>7)</sup> 薄い試料では $\text{SmC}^*$ の場合と同様に境界の影響が大きい。この場合にも渦列構造をなすことがわかり、渦列模型を用いることにより、電場の閾値問題<sup>8)</sup>を説明することができる。<sup>7)</sup>

4. 液晶には $\text{SmC}^*$ のように周期的構造をとるものがあり、トポロジカルな励起が考えられる。特に液体でもあるので弾性エネルギーは小さく、これらの励起が出現しやすいのである。又ダイナミカルな現象にもまだまだ興味深いものが存在する。今後の問題である。

## 参 考 文 献

- 1) P. G. de Gennes, *The Physics of Liquid Crystal* (Clarendon Press, Oxford, 1974).

- 2) K. Kondo, H. Takezoe, A. Fukuda and E. Kuze, Jpn. J. Appl. Phys. **21** (1982), 224.
- 3) N. A. Clark and S. T. Lagerwall, Appl. Phys. Lett. **36** (1980), 899.
- 4) K. Kondo, H. Takezoe, A. Fukuda, E. Kuze, K. Flatischler and K. Skarp, Jpn. J. Appl. Phys. **22** (1983), L294.
- 5) M. Yamashita, J. Phys. Soc. Jpn. **52** (1983), 3735.
- 6) M. Yamashita, Ferroelectrics (1983) No. 12.
- 7) M. Yamashita, J. Phys. Soc. Jpn. **53** (1984), No. 4.
- 8) M. I. Barnik, L. M. Blinov, A. N. Trufanov and B. A. Umanski, J. Phys. (France) **39** (1978), 417.

## 動脈脈波のソリトン模型

群 馬 大 ・ 工      坂 西 明 郎

国立循環器病センター研      長谷川 正 光

### 1. 血液の循環

古来、ギリシャの哲人 Empedocles (BC470) が、“血液は生命である”といったように、正常な血液あるいは血液の循環は動物やヒトにとって不可欠の要件である。<sup>1)</sup> この血液の循環は心臓の収縮と拡張を原動力として、左心下部の左心室から大動脈・動脈・毛細血管・静脈・大静脈を経て右心上部の右心房へもどる、いわゆる体循環と、右心房より右心室・肺動脈・肺静脈・左心房へ至る肺循環がある。

表題の脈波は、上に述べた心臓の収縮と拡張に対応する最大血圧と最小血圧（それぞれ収縮期圧、拡張期圧またその差を脈圧という）の間の血圧変動に伴って、非常に弾性に富んだ動脈の血管壁が伸縮し、その弾性反跳力 (elastic recoil) によって、大動脈基主部から血液を隣接部に送りこむだけではなく、脈圧の波状伝播によって末梢部分の血液をさらに押し出す駆動力となる。心臓から拍出された血流は本来断続的に on-off される動きを示す筈であるが、動脈管の弾性によってより温和な血流に平滑化され、末梢にいくに従って、脈圧は増大し鋭くなるのに対して、血流の変動は除々に消滅していく。